Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktionen $^{14}N(n, \alpha)\,^{11}B$ und $^{12}C(n, \alpha)\,^{9}Be$ im Energiegebiet von 14,8 bis 18,8 MeV

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Basel

von

WILHELM SALATHE
aus Seltisberg

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG
197[illegible]

Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktionen $^{14}N(n, \alpha)\,^{11}B$ und $^{12}C(n, \alpha)\,^{9}Be$ im Energiegebiet von 14,8 bis 18,8 MeV

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Basel

von

WILHELM SALATHE
aus Seltisberg

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG
1972

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät auf Antrag der Herren Professoren Dr. E. Baumgartner und Dr. P. Huber

Basel, den 10. November 1970

Prof. Dr. S. FALLAB
Dekan

Separatabdruck aus Helv. Phys. Acta, Band 44, Heft 7, 1971

Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktionen $^{14}N(n, \alpha)^{11}B$ und $^{12}C(n, \alpha)^{9}Be$ im Energiegebiet von 14,8 bis 18,8 MeV

von **W. Salathe, E. Baumgartner** und **P. Huber**

Physikalisches Institut der Universität Basel

(6. V. 71)

Abstract. The differential cross-section of $^{14}N(n, \alpha_0)^{11}B$, $^{14}N(n, \alpha_1)^{11}B^*$ and $^{12}C(n, \alpha_0)^{9}Be$ has been measured at 30 neutron energies between 14.8 and 18.8 MeV with 60 keV energy spread at angles between 0 and 156 degrees. Indications are given that the reaction $^{14}N(n, \alpha_0)^{11}B$ proceeds partly by formation of a compound nucleus.

1. Einleitung

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $^{14}N(n,\alpha_0)^{11}B$, $^{14}N(n,\alpha_1)$ $^{11}B^*$ und $^{12}C(n,\alpha_0)^{9}Be$ wurden von einigen Autoren [1–9] bei Neutronenenergien um 14 MeV gemessen. Die dabei erhaltenen Resultate werden mit Hilfe von direkten Reaktionsmechanismen gedeutet. Als solche Prozesse kommen Pick-up, Knock-out und Heavy Particle Stripping in Betracht.

Die in den differentiellen Querschnitten bestehende Asymmetrie kann jedoch auch durch Interferenzen von Compoundreaktionen hervorgerufen werden. Typisch für direkte Reaktionen ist die schwache Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte. Im vorliegenden Experiment wird deshalb versucht, durch Messung der Querschnitte bei verschiedenen Neutronenenergien zwischen 14,8 und 18,8 MeV eine bessere Basis für Erklärungsversuche der Reaktionsmechanismen zu schaffen.

Um Beiträge von Compoundreaktionen sehen zu können, wird mit möglichst guter Neutronenenergieauflösung gearbeitet.

II. Experimentelle Anordnung

Die Messungen wurden mit der von Sick et al. [10] beschriebenen Anordnung durchgeführt. Die folgenden Ausführungen beziehen sich vor allem auf kleine Änderungen.

Die im vorherigen Kapitel umrissenen Absichten bedingen ein für Deuteronen zwischen 1 und 3 MeV dünnes Neutronenproduktionstarget wie auch ein dünnes Stickstoff- bzw. Kohlenstofftarget. Wegen der kleinen Wirkungsquerschnitte der $^{14}N(n,\alpha)$-Reaktion muss ein möglichst grosser Neutronenfluss erzeugt werden. Diesen Forderungen kann am besten mit einem Tritiumgastarget als Neutronenquelle entsprochen werden. Durch Messung der Querschnitte unter 5 Winkeln gleichzeitig wird die Messzeit verkürzt.

2.1. *Neutronenquelle*

Als Neutronenquelle verwenden wir die Reaktion $T(d,n)^4He$. Die 3-MeV-Anlage des Physikalischen Institutes der Universität Basel liefert einen Deuteronenstrahl (Energieauflösung etwa 2 keV) mit Energien zwischen 0,6 und 3 MeV. Der vor seinem Eintritt in den Targetraum auf 50–100 μA begrenzte Deuteronenstrom passiert 50 cm vor dem Target eine Blende von 8 mm Durchmesser. Unmittelbar vor den Targetfolien wird der Strahl durch eine weitere Blende auf 4,8 mm Durchmesser begrenzt. Er tritt dann durch zwei Folien in das mit Tritium gefüllte Target und trifft auf den Strahlfänger. Alle Blenden sind mit 0,1 mm dickem Palladiumblech belegt. Die hohe Diffusionsgeschwindigkeit von Deuterium in Palladium verhindert das Entstehen von starken $d(d,n)$-Selbsttargets.

Ein Target mit doppelter Eintrittsfolie, wie es von Nobles [11] beschrieben wird, ermöglicht die gewünschten hohen Stromstärken. Figur 1 zeigt das verwendete Target. Zwischen den beiden Folien, die einen Abstand von 0,7 mm aufweisen, strömt mit flüssiger Luft vorgekühltes Helium, das sich in einem geschlossenen Kreislauf befindet und von einer ölfreien Kolbenpumpe umgewälzt wird, mit etwa 200 m/s hindurch. Die Vorkühlung des Heliums soll die Kühlleistung an den Folien erhöhen. Sie hat aber auch zur Folge, dass allfällige organische Substanzen, die den Kreislauf verunreinigen, in der Kühlfalle ausgefroren werden. Solche Substanzen würden sonst vom Strahl zersetzt, und es entstünden störende Kohleablagerungen auf den Folien.

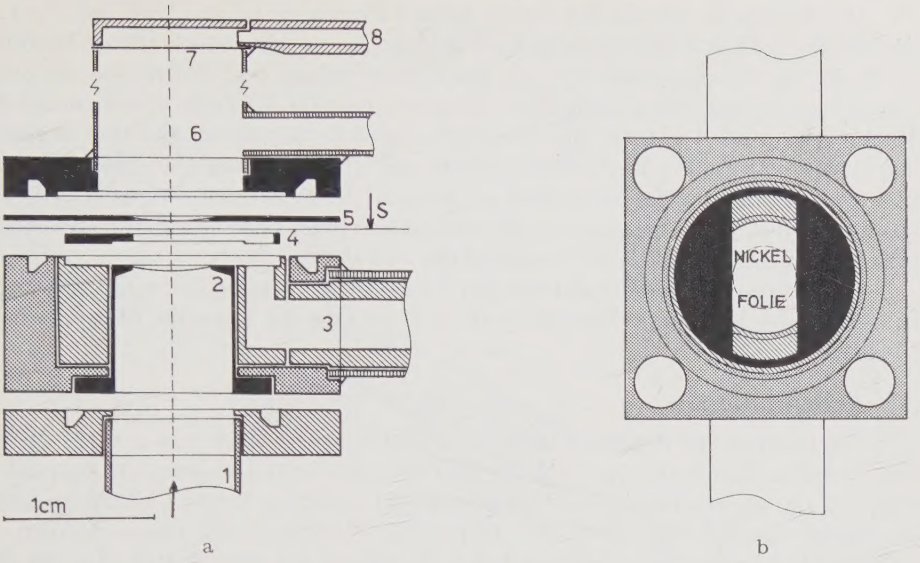
Das Hochvakuum wird vom Kühlgas mittels einer 0,62 mg/cm² dicken, mit Araldit auf den Träger geklebten Nickelfolie[1]) getrennt. Da Nickel tritiumdurchlässig ist, verwenden wir als zweite Folie eine aus Aluminium[2]). In der Aluminiumfolie entstehen nach etwa 70 Stunden Betriebszeit auch bei günstiger Strahlfokussierung feine Löcher, was sich in einer langsamen Abnahme des Neutronenflusses äussert. Die Betriebssicherheit des Targets wurde merklich erhöht, indem wir eine 10% dünnere Aluminiumfolie von 0,45 mg/cm² als Sick et al. [10] verwendeten. Ein Versuch, die zweite Folie durch eine mit Aluminium bedampfte Nickelfolie zu ersetzen, war erfolgreich.

Die Energie der unter 0° verwendeten Neutronen wird aus der Deuteronenenergie und den Foliendicken berechnet. Die Foliendicke wird durch Wägung bestimmt. Die spezifischen Energieverluste von Deuteronen in Nickel und Aluminium entnahmen wir der Literatur [12]. Das mit Helium gefüllte Gastarget wurde mit Protonen von etwa 1,2 MeV bestrahlt, und die $Al(p,\gamma)$-Resonanz bei 992 keV in der Aluminiumfolie gemessen. Die berechneten und gemessenen Energieverluste in den Folien stimmen

---

[1]) Von Chromium Corporation of America.

[2]) Von Institut Straumann, Waldenburg.



Figur 1
Gastarget.
a) Längsschnitt. Die beiden Hälften zeigen zwei um 90° versetzte Schnitte. Es bedeuten: 1 Gegenspannungselektrode, 2 Nickelfolie und Träger, 3 He-Kreislauf, 4 Einsatz zur Begrenzung der He-Strömung auf 5 mm Breite, 5 Träger der Aluminiumfolie, 6 Tritiumbehälter (Länge 20 mm), 7 Au-Pd Strahlfänger, 8 Wasserkühlung.

b) Targetaufsicht im Schnitt S von a). Der d-Strahl tritt innerhalb des gestrichelten Kreises durch die Nickelfolie.

Kupfer Delrin bzw. Teflon Messing Stahl

auf 3% miteinander überein. Die Neutronenenergieverschmierung, die je nach Fall zwischen $\pm$ 30 bis $\pm$ 50 keV beträgt, rührt hauptsächlich von der Dicke des Gastargets und dem Energiestraggling der Deuteronen in den Folien her. Das mit der Formel von Bohr [13] abgeschätzte Straggling von $\pm$ 8 keV ist um 10% grösser als das mit der Resonanzreaktion gemessene. Die Emissionswinkelabhängigkeit der Neutronenenergie verursacht zusätzlich $\pm$ 8 bis $\pm$ 15 keV Energieverschmierung.

Mit dieser Quelle werden bei 2 MeV Deuteronenenergie und 40 μA Strom rund 10^8 Neutronen/sterad · s unter 0° mit einer Energieverschmierung von $\pm$ 30 keV erzeugt. Bei tieferen Energien muss infolge höherer Energieverluste in den Folien mit kleineren Strömen gearbeitet werden; trotzdem kann bei gleicher Energieverschmierung ein grösserer Neutronenfluss erzeugt werden.

Die Produktion parasitärer Neutronen durch ein 700 Stunden lang bestrahltes Target wurde untersucht. Die Aluminiumeintrittsfolie war 50 Strahlstunden alt. Die Neutronenproduktion ergab sich bei Heliumfüllung der Target zu 1% des normalerweise erzeugten Flusses. Die in den Selbsttargets der Blenden und des Strahlfängers erzeugten Neutronen aus der Reaktion $D(d,n)^3$He ergeben einen Fluss von 5% des schnellen Flusses.

Die Neutronen werden mit einem kleinen Plastikszintillator (NE 102, 1×1 cm), der auf einen Photomultiplier 150 AVP geklebt ist, nachgewiesen. Dieser Monitor ist in 40 cm Entfernung senkrecht zur Einschussrichtung der Deuteronen aufgestellt. Der Ansprechpegel des nachfolgenden Zählers entspricht der Impulshöhe eines 8-MeV-Rückstossprotons. Die Dicke des Szintillators und der Ansprechpegel sind so gewählt, dass weder γ-Strahlen noch $D(d,n)$-Neutronen einen Beitrag zur Stossrate geben können. Die Streuung der Neutronen am Material der Reaktionskammer erfordert eine Korrektur des Neutronenflusses. Messungen mit und ohne Kammer ergeben eine praktisch energieunabhängige Abnahme des Flusses von 5%.

Das Protonenrückstoßspektrum einer dicken CH_2-Schicht dient zur Eichung des beschriebenen Monitors. Diese Methode [14] erlaubt die absolute Bestimmung des Flusses auf 1%.

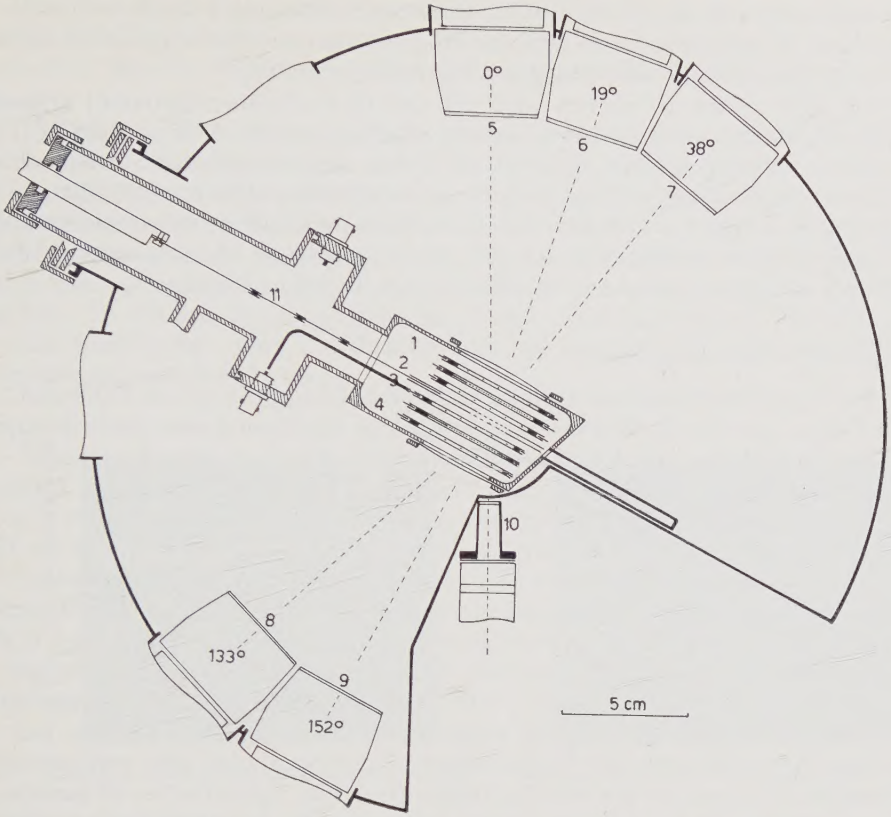
2.2. Reaktionskammer

Die untersuchte Reaktion $^{14}N(n,\alpha)^{11}B$ hat einen Q-Wert von $-0{,}157$ MeV für den Grundzustand bzw. von $-2{,}298$ MeV für den ersten angeregten Zustand von ^{11}B [12]. Daraus ergeben sich α-Teilchenenergien zwischen 6 und 17 MeV bei den betrachteten Messwinkeln. Für die $^{12}C(n,\alpha)^{9}Be$-Reaktion mit einem Q-Wert von $-5{,}704$ MeV haben die α-Teilchen Energien zwischen 3 und 12 MeV. Da der Querschnitt für die einzelnen Übergänge getrennt gemessen werden soll, müssen erstens die verwendeten Stickstoff- bzw. Kohlenstofftargets dünn sein und zweitens die zur Energiebestimmung der α-Teilchen verwendeten Detektoren eine Energieauflösung von weniger als 10% aufweisen.

Figur 2 zeigt eine schematische Darstellung der Reaktionskammer. In der 0°-Stellung der Kammer wird für 0°, 19°, 38°, 133° und 152° das Energiespektrum der α-Teilchen aufgenommen. Nach Drehung der Kammer um 38° erhält man Spektren für die Winkel 38°, 57°, 76°, 95° und 114°. Die unter 38° mit verschiedenen Detektoren gemessenen Querschnitte ergeben eine zusätzliche Kontrolle.

Der Targetschieber enthält beidseitig ein Goldtarget, Stickstofftarget, Kohlenstofftarget und ^{241}Am-Quellen. Als Goldtargets dienen quadratische Goldbleche von 12×12 mm. Die festen Stickstofftargets von 1,1 mg/cm² Dicke wurden durch Aufdampfen von Melamin ($C_3H_6N_6$) auf Gold hergestellt. Das Gewicht der Targets konnte durch Wägung auf 10 µg genau bestimmt werden. Der folgende Versuch zeigt, dass die Sublimation von Melamin im Vakuum bei Zimmertemperaturen vernachlässigt werden darf. An einer dünnen, auf eine Glasplatte aufgedampften Melaminschicht, die Interferenzringe aufwies, konnte nach drei Tagen Lagerung im Vakuum keine Verschiebung der Interferenzringe festgestellt werden. Der Verlust durch Sublimation ist deshalb kleiner als 1 µg/cm² pro Tag. Da das Target einen Teil der Zählrohrwand bildet, wurde es mit einer leitenden Schicht von Palau (80% Au, 20% Pa) mit 50 µg/cm² Dicke bedampft. Das Kohlenstofftarget besteht aus einer auf Gold aufgedampften *p* Terphenylschicht ($C_{18}H_{14}$) von etwa 0,33 mg/cm². Die Kohlenstoffmenge stimmt innerhalb von 4% mit der Kohlenstoffmenge der Melamintargets überein. Die beiden dünnen ^{241}Am-α-Quellen dienen zur Kontrolle und Einstellung der Detektoren und der zugehörigen Elektronik.

Ein im Target oder dessen unmittelbarer Umgebung in Richtung eines Messwinkels emittiertes Teilchen passiert zwei Zählrohre und wird in einem der fünf Szintillatorkristalle gestoppt.



Figur 2
Reaktionskammer. 1–4 Proportionalzählrohre, 5–9 CsI(Tl)-Szintillatoren mit Lichtleitern und 150 AVP Multipliern, 10 Neutronenquelle (Gastarget), 11 Targetschieber.

Als Flächenzählrohre [15] dienen im Abstand von 7 mm vertikal in Rahmen gespannte Drähte. Jeder dieser Drähte wirkt wie ein Zylinderzählrohr. Am besten eignen sich vergoldete Wolframdrähte[3]) von 0,03 mm Durchmesser. Um die beiden Zählrohre elektrisch möglichst gut voneinander zu trennen, wird dazwischen ein Gitter mit 1 mm Maschenweite auf Erdpotential eingesetzt. Die Gasfüllung besteht aus 0,07 ata reinem Xenon. Auf Gaszusätze wie CH_4 zur Verbesserung der Zählrohreigenschaften wurde verzichtet, da die grosse Weglänge der Neutronenrückstösse mit dem leichten Gaszusatz zu einer zu hohen Koinzidenzstossrate zwischen den beiden Zählrohren führt. Die Trennung des Zählrohrgases von der evakuierten Kammer erfolgt durch Nickelfolien von 0,6 bzw. 1,1 mg/cm² Dicke. Die Zählrohrwände sind teils mit Blei-, teils mit Goldblech belegt, um den Untergrund von α-Teilchen klein zu halten. Trotz der Verwendung von Vitondichtungen und nur reinem Xenon als Gas-

[3]) Von Vicsteels Ltd., London.

füllung konnte eine gute Stabilität der Zählrohrcharakteristik durch Ausheizen des Zählrohres während einiger Stunden im Hochvakuum erreicht werden. Die typische Änderung der Zählrohrverstärkung pro Tag betrug etwa 1%.

Die Energie der α-Teilchen wird mit CsI(Tl)-Kristallszintillatoren[4]) gemessen. Die Kristalle sind mit Lichtleitern auf Photomultiplier 150 AVP aufgeklebt. Diese Detektoren wurden gewählt, weil bei den hohen Neutronenflüssen Strahlenschäden die Verwendung von Festkörperzählern verunmöglichen. Die Energieauflösung beträgt 8% für 5,5 MeV α-Teilchen. Um die Multiplierstossrate im Neutronenfluss klein zu halten, wurden die Kristalle nur 20% dicker hergestellt, als die maximale Reichweite der α-Teilchen unter dem entsprechenden Messwinkel beträgt.

2.3. *Registrierung der α-Teilchen*

Der hohe Neutronenfluss verursacht in allen Detektoren grosse Zählraten. Auf dem Target entstehende Teilchen erzeugen jedoch gleichzeitig zwei Zählrohrimpulse und den Multiplierimpuls. Eine Dreifachkoinzidenz detektiert diese Ereignisse.

Die im Proportionalbereich mit Elektronensammlung betriebenen Zählrohre zeigen eine minimale Impulsverzögerung gegen den Multiplierimpuls von 0,15 μs infolge der endlichen Sammelzeit der Elektronen. Die verschiedenen Spuren im Zählrohr verursachen eine individuelle Zeitverschiebung der Impulsanstiegsflanken von 0,2 bis 0,4 μs abhängig vom Xenondruck und der Betriebsspannung. Die Multipulierimpulse wurden deshalb um 0,15 μs verzögert. Die Koinzidenzzeit beträgt 0,35 μs bei den Vorwärts- bzw. 0,45 μs bei den Rückwärtswinkeln. Die Ansprechpegel der Koinzidenzeinheit werden auf die Hälfte des minimalen noch zu verarbeitenden α-Teilchenimpulses eingestellt. Die eingebaute ^{241}Am-α-Quelle zusammen mit den variablen Ansprechpegeln der Koinzidenzen erlaubt Simulation aller vorkommenden α-Energien. Um auch mit der kleinflächigen α-Quelle die Targetfläche voll auszuleuchten, wird der Versuch mit verschiedenen Stellungen des Targetschiebers wiederholt. Die so geprüfte Koinzidenzanordnung zeigt weniger als 1% Zählverluste für α-Teilchen zwischen 4 uvd 20 MeV. Bei 17,1 MeV Neutronenenergie und einem Fluss von $5 \cdot 10^8$ Neutronen/s ergaben sich mit dem Goldtarget im 0°-Messwinkel nach den Diskriminatoren folgende Zählraten:

Zählrohre allein	$\approx 2{,}7 \cdot 10^3$/s
Multiplier allein	$\approx$ 170/s
Koinzidenzstossrate zwischen den Zählrohren	$\approx$ 16/s
Koinzidenzstossrate zwischen einem ZR und Multiplier	$\approx$ 2/s
Dreifachkoinzidenzrate	$<$ 1/s

Die beiden Zählrohre, obwohl durch die Neutronenrückstösse im Xenon miteinander leicht gekoppelt, erniedrigen die Stossrate der zufälligen Koinzidenzen wesentlich.

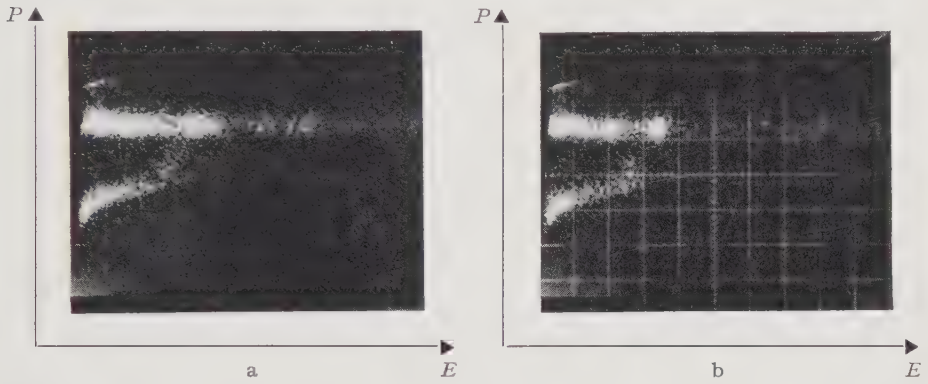
Die benützte Elektronik für die Teilchenidentifikation [10] bildet die Grösse $P = 0{,}48 \log(E + 0{,}12 \cdot \Delta E) + \log \Delta E$ analog aus den auf 5 μs verlängerten Multiplier- (E) bzw. Zählrohrimpulsen. Für α-Teilchen ist diese Grösse im benutzten Energiebereich innerhalb von 3% konstant.

---

[4]) Hergestellt aus einem 1,5″ × 1″ CsI(Tl) von Harshaw.

Ein Einkanaldiskriminator entscheidet anhand dieses Produktimpulses, ob es sich bei dieser Koinzidenz um ein α-Teilchen handelt. Das Fenster des Einkanals wird so gewählt, dass der Verlust von ^{241}Am-α-Teilchen durch die Produktlogik kleiner als 1% ist.

Die beiden Photographien in Figur 3 zeigen eine zweidimensionale Darstellung der von der Dreifachkoinzidenz des 0°-Messwinkels detektierten Ereignisse. Die Photographien entstanden auf einem von der Koinzidenz hellgesteuerten Oszillographenschirm. Auf den X-Eingang wurde der Energie-, auf den Y-Eingang der Produktimpuls gegeben. Man erkennt bei $P = 5{,}3$ Skalenteilen die helle Linie, die den α-Teilchen entspricht. Bei $P = 3{,}2$ Skalenteilen liegen die einfach geladenen Teilchen, die scharfe Kante entsteht durch den ΔE-Ansprechpegel. Die Linie bei $P = 6{,}6$ Skalenteilen rührt von übersteuerten ΔE-Impulsen her, die bei zufälligen Koinzidenzen auftreten können.



Figur 3
Darstellung der Grösse $P = 0{,}48 \cdot \log(E + 0{,}12 \cdot \Delta E) + \log \Delta E$ (Maßstab $\approx$ 2,1 MeV/Skt).
a) Mit Melamintarget.
b) Bei gleicher Neutronenzahl mit Terpenyltarget. $P \approx 5{,}3$ Skt entspricht α-Teilchen, $P \approx 3{,}5$ einfach geladenen Teilchen. Die 19°-Kurven der Figur 4 stellen die α-Spektren der Photographie dar.

Ein weiterer Vorteil der Identifikation liegt darin, dass zufällige Koinzidenzen auf dem Oszillographenschirm gleichmässig verteilte Punkte ergeben. Bei hohen Neutronenenergien wird die Messung der kleinen Querschnitte unter den Winkeln 133° und 152° wegen der vielen zufälligen Koinzidenzen erst durch diesen Effekt möglich.

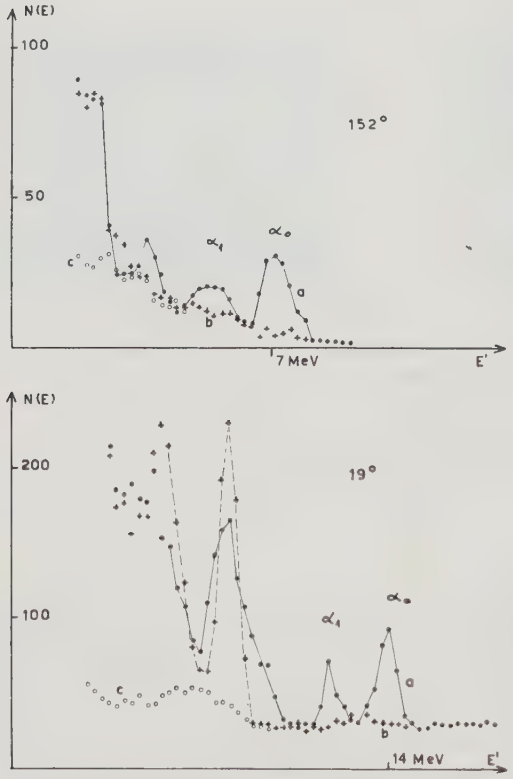
Die Energieimpulse der α-Teilchen werden in einem Klein-Rechner Impulsspektrographen (PDP 8/I) analysiert. Die Teilchenidentifikationsschaltung wird für alle Messwinkel gemeinsam benützt. Das Routingsystem der Anlage ordnet jedes Ereignis dem jeweiligen Detektor zu. Als unmittelbares Messergebnis liegen jeweils fünf α-Energiespektren vor.

Die gemessenen α-Teilchen können von verschiedenen Orten stammen. Insbesondere werden bei der Stickstofftarget die aus dem Kohlenstoff des Melamin herrührenden α's mitregistriert; zusätzlich geben zufällige Koinzidenzen, Reaktionen im

Szintillator und der Targetumgebung Beiträge. Um diese Verfälschung eliminieren zu können, wird mit derselben Anordnung und gleichem Neutronenfluss, aber ausgewechseltem Target, ein Untergrundspektrum aufgenommen.

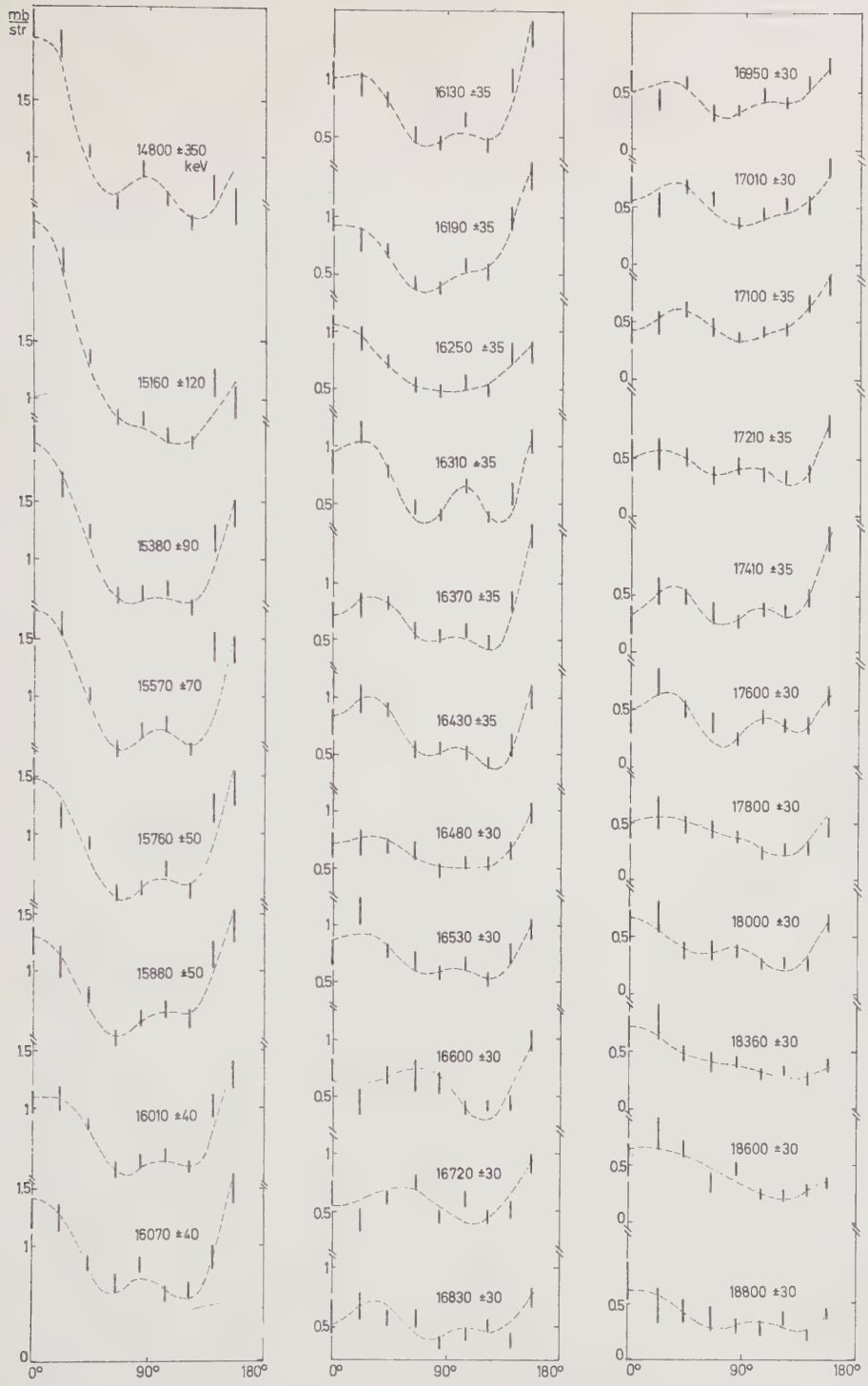
III. Messresultate

Unter neun Messwinkeln wurden die Spektren der α-Teilchen mit Stickstoff-, Kohlenstoff- und Goldtarget bei 30 Neutronenenergien zwischen 14,8 und 18,8 MeV aufgenommen. Der bei den einzelnen Energien verwendete integrierte Neutronenfluss liegt zwischen 0,3 und 1,5 · 10^{12} Neutronen/sterad. Aus diesen Spektren (Fig. 4 zeigt ein Beispiel) wurden die differentiellen Querschnitte der Reaktionen $^{14}N(n,\alpha_0)^{11}B$, $^{14}N(n,\alpha_1)^{11}B^*$ und $^{12}C(n,\alpha_0)^{9}Be$ bestimmt.



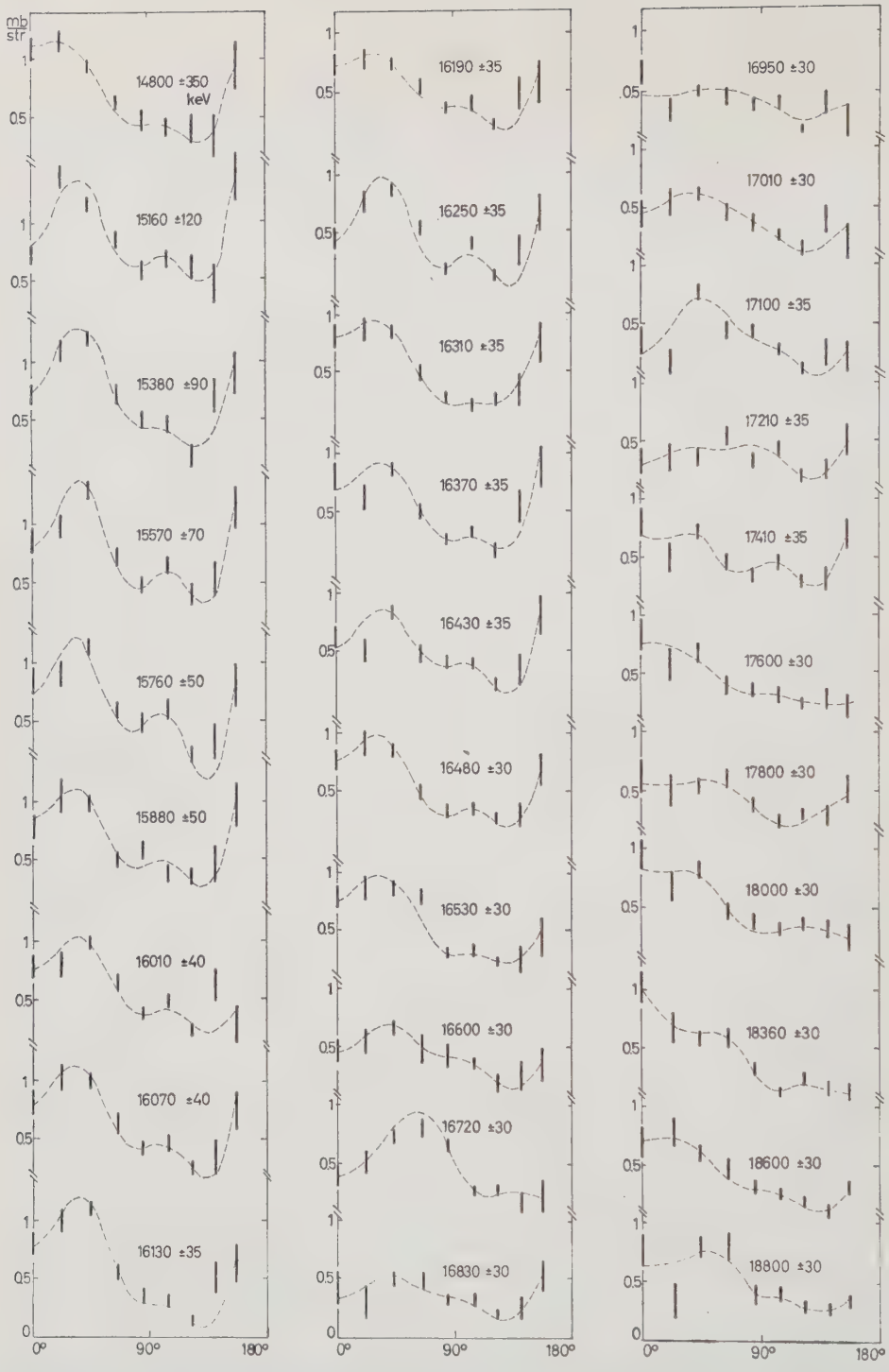
Figur 4
α-Spektren unter 19° und 152°.
a) Mit Melamintarget.
b) Mit Terphenyltarget.
c) Mit Goldtarget. Messzeit je 5 h bei E_d = 1,0 MeV, 20μA, E_n = 16,25 MeV, $\Delta E_n = \pm$ 35 keV.

Die Reaktionsquerschnitte sind in den Figuren 5, 6 und 7 zusammengestellt. Die Werte der Reaktion $^{12}C(n,\alpha_0)^{9}Be$ unter den Winkeln 133° und 152° konnten wegen zu kleiner Energie der α-Teilchen unterhalb einer Neutronenenergie von 17 MeV nicht gemessen werden. Die gestrichelte Kurve stellt die beste Anpassung der experimentellen Werte durch eine Reihenentwicklung nach Legendre-Polynomen P_0 bis P_5 dar.



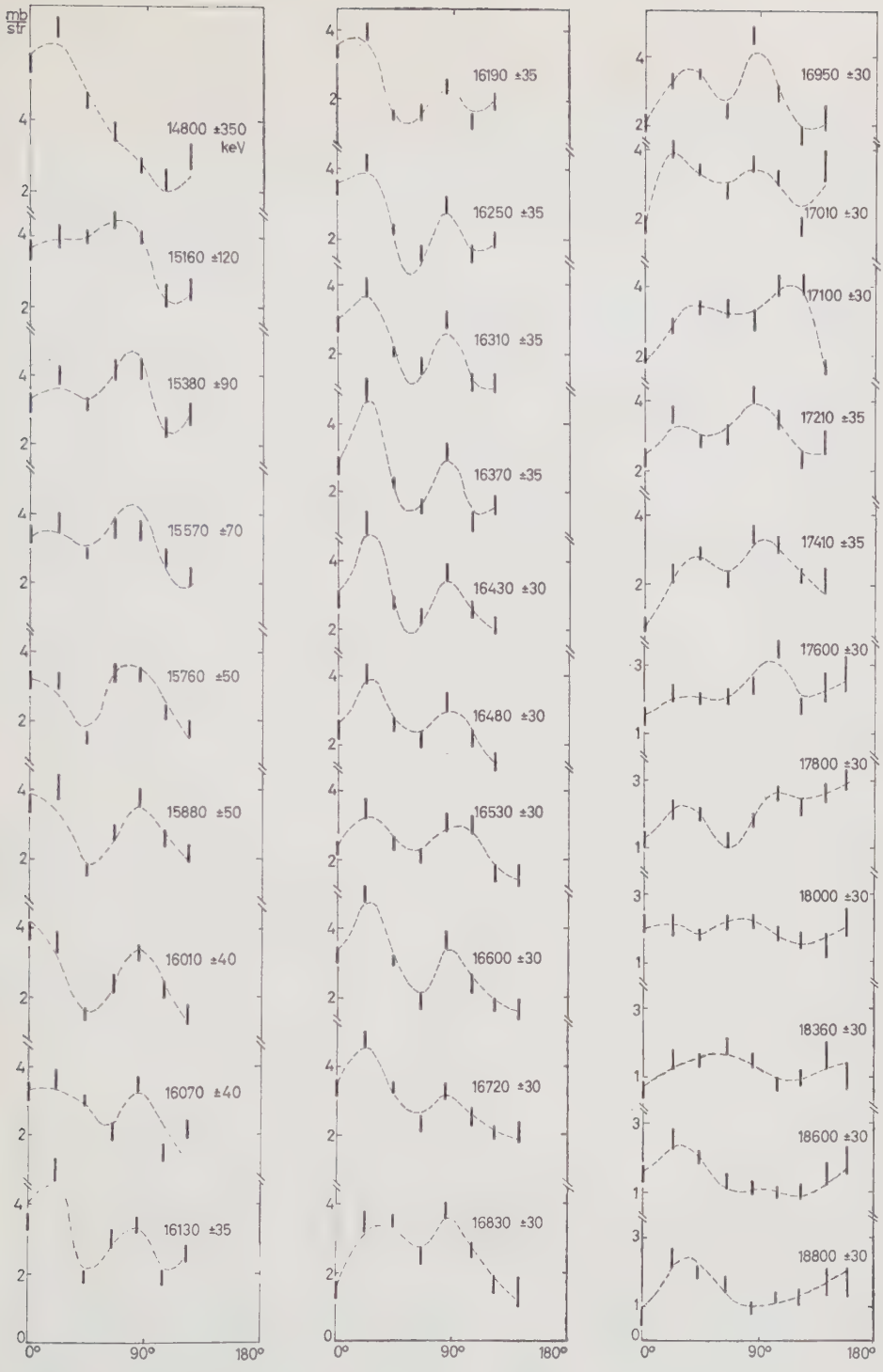
Figur 5

Differentieller Wirkungsquerschnitt von $^{14}N(n,\alpha_0)$ im Schwerpunktsystem bei den Winkeln 0°, 22°, 44°, 65°, 85°, 104°, 122°, 140° und 156°. Es wird angegeben: Neutronenenergie und Energieauflösung in keV, Querschnitt in linearem Maßstab in mb/sterad.



Figur 6

Differentieller Wirkungsquerschnitt von $^{14}N(n,\alpha_1)$. Schwerpunktsystemwinkel: 0°, 22°, 44°, 66°, 86°, 105°, 123°, 140° und 157°. Angaben wie in Figur 5.

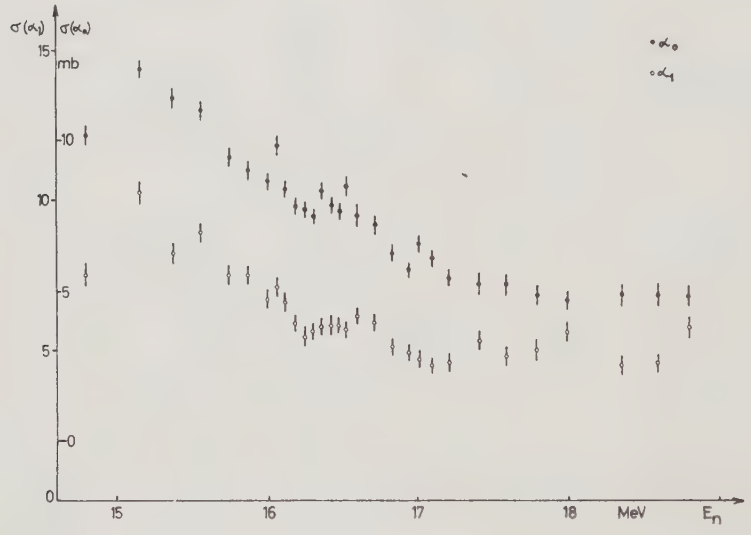


Figur 7

Differentieller Wirkungsquerschnitt von $^{12}C(n,\alpha_0)$. Schwerpunktsystemwinkel: 0°, 24°, 47°, 69°, 109° und 127°. Angaben wie in Figur 5.

Es wurden lediglich die statistischen Fehler eingezeichnet. Andere Fehler sind: Abstand des Tritiumtargets zum α-Target ± 4%, Abstand des α-Targets von den Szintillatoren ± 2%, Fläche der Szintillatoren ± 1%, Targetgewicht ± 1%, Neutronenfluss ± 3%. Diese Fehler ergeben eine zusätzliche Unsicherheit der Messwerte von etwa ± 6%. Die quadratisch gemittelte Winkelverschmierung der Messwinkel beträgt ± 10°; die Genauigkeit des Winkels ± 1°. Die mittlere Neutronenenergie, die zu jeder Kurve angegeben wird, weist infolge der nicht genau bekannten Energieverluste der Deuteronen in den Eintrittsfolien des Gastargets eine Unsicherheit von ± 10 keV bei hohen und bis zu ± 30 keV bei tiefen Neutronenenergien auf. Die in den Figuren ebenfalls vermerkte quadratisch gemittelte Energieverschmierung der Neutronen ist aus dem Energiestraggling der Deuteronen, dem Tritiumgasdruck und dem Neutronenemissionswinkel berechnet.

Figur 8 zeigt den totalen Querschnitt der Reaktionen $^{14}N(n,\alpha_0)^{11}B$ und $^{14}N(n,\alpha_1)^{11}B^*$, wie er aus der Anpassung der Legendre-Polynome an die Messwerte gefunden wurde. Eine Integration der einzelnen Messpunkte zwischen 0° und 165 lieferte bei allen Neutronenenergien innerhalb der Fehler den gleichen Querschnitt.



Figur 8
Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktionen $^{14}N(n,\alpha_0)^{11}B$ und $^{14}N(n,\alpha_1)^{11}B^*$, wie er aus der Anpassung der Legendre-Polynome P_0 bis P_5 an die experimentellen Werte gefunden wird.

IV. Diskussion

Die bei Neutronenenergien um 14 bis 15 MeV asymmetrischen Winkelverteilungen der $^{14}N(n,\alpha)$- wie auch der $^{12}C(n,\alpha)$-Reaktionen liessen verschiedene Autoren [2], [4], [6] vermuten, dass es sich bei diesen Prozessen vornehmlich um direkte Reaktionen handelt. Der grosse Reaktionsquerschnitt bei kleinen Streuwinkeln weist auf einen Pick-up- oder einen Knock-out-Prozess hin. Diese Modelle erklären den

differentiellen Wirkungsquerschnitt von 0-60°. Sein schwacher Anstieg gegen 180° kann so nicht verstanden werden. Solche Rückwärtsmaxima müssen im Rahmen der Theorie direkter Reaktionen als Heavy Particle Stripping gedeutet werden [16]. Der differentielle Querschnitt besteht dann aus einer kohärenten Mischung von Pick-up und Heavy Particle Stripping [17], [18].

Die hier vorgelegten $^{14}N(n,\alpha_0)$-Winkelverteilungen oberhalb 14,5 MeV weisen nicht mehr in dieser eindeutigen Weise auf direkte Reaktionen hin. Im Sinne einer Prüfung der Annahme, dass diese Reaktion bei 14 MeV direkt sei, wurde versucht, die Abhängigkeit der differentiellen Querschnitte als Funktion der Energie zu erklären.

Eine Deutung der Reaktionsquerschnitte mit einem reinen Pick-up- oder Knock-out-Prozess ist wegen ihrer grossen Werte bei Rückwärtswinkeln nicht mehr zulässig. Im betrachteten Modell, das von Maxson [2] vorgeschlagen wird, ist die Reaktion $^{14}N(n,\alpha_0)^{11}B$ folgendermassen dargestellt: Als Pick-up eines ^{3}He-Kernes, und konkurrenzierend damit als Pick-up eines ^{10}B-Kernes (Heavy Particle Stripping).

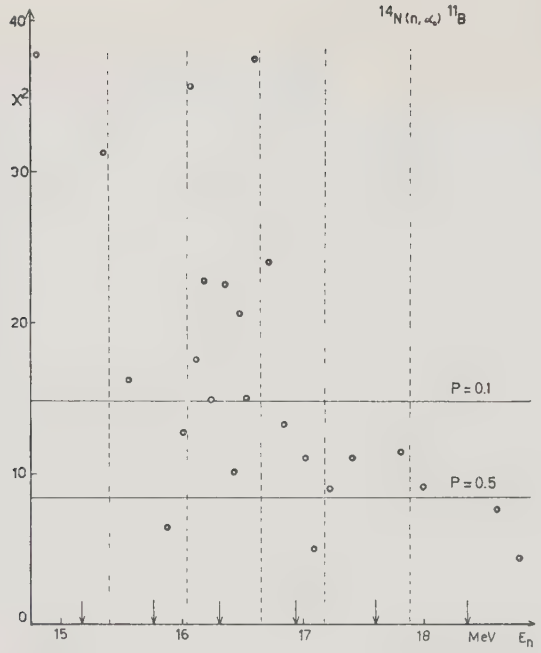
Als Parameter kommen die vier Wechselwirkungsradien n-^{3}He, ^{3}He-^{11}B, α-^{10}B, n-^{10}B und das Amplitudenverhältnis der beiden Reaktionstypen vor, wobei das letztere in erster Näherung auch das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten darstellt, den Targetkern als ^{3}He-^{11}B bzw. als ^{4}He-^{10}B-Cluster vorzufinden. Die Erklärung der Winkelverteilungen muss davon ausgehen, dass die verwendeten Parameter in unserm Neutronenenergiebereich praktisch energieunabhängig sein müssen. Bei unsern Rechnungen (die alle im PWBA-Formalismus [16] durchgeführt wurden) liess sich kein Parametersatz finden, der alle experimentellen Daten darstellt. Daraus ergibt sich folgendes: Die verwendeten Approximationen sind zu grob, oder es handelt sich bei $^{14}N(n,\alpha_0)$ um eine Reaktion, die vorwiegend unter Bildung eines Zwischenkernes verläuft.

Um die Gültigkeit der PWBA-Vereinfachung zu prüfen, wurde der Pick-up-Anteil der Winkelverteilung mittels Distorted Wave Born Approximation (DWBA) ausgerechnet. Die optischen Modellparameter entnahmen wir der Literatur [19], [20]. Beide Rechnungstypen liefern ein Maximum des differentiellen Querschnittes um 0° von gleicher Breite, wenn der Wechselwirkungsradius von ^{3}He-^{11}B zu $1{,}2 \cdot A^{1/3}$ Fermi gewählt wird. Dieses Resultat zeigt, dass die grosse Diskrepanz zwischen Messung und Rechnung nicht durch die zu starke Vereinfachung der PWBA-Rechnung erklärt werden kann.

Wenn wir annehmen, dass die Reaktionsquerschnitte energieunabhängig sind, zeigt die Grösse

$$\chi^2 = \sum_i \frac{\left(\sigma_{E_1}(\vartheta_i) - \sigma_{E_2}(\vartheta_i)\right)^2}{\Delta\sigma^2_{E_1}(\vartheta_i) + \Delta\sigma^2_{E_2}(\vartheta_i)}$$

die aus der Statistik [21] bekannte Verteilung. Dabei bedeuten $\sigma_{E_1}(\vartheta_i)$ bzw. $\sigma_{E_2}(\vartheta_i)$ die bei der Neutronenenergie E_1 bzw. E_2 gemessenen differentiellen Querschnitte und $\Delta\sigma_{E_1}(\vartheta_i)$, $\Delta\sigma_{E_2}(\vartheta_i)$ die dazu gehörenden absoluten Fehler. Der Neutronenenergiebereich von 14,8 bis 18,8 MeV wurde in Intervalle von 600 keV eingeteilt. In Figur 9 sind die Grössen χ^2 für die $^{14}N(n,\alpha_0)^{11}B$-Querschnitte bezüglich der für das jeweilige Energieintervall als repräsentativ gewählten Winkelverteilung (dazugehörige Energie in Fig. 9 mit Pfeil bezeichnet) aufgetragen. Entsprechende Rechnungen für die Prozesse $^{14}N(n,\alpha_1)^{11}B^*$ und $^{12}C(n,\alpha_0)^9Be$ ergeben ähnliche Resultate des χ^2-Testes. Eine



Figur 9
Darstellung der Grösse

$$\chi^2(E_1) = \sum_{i=1}^{9} \frac{(\sigma_{E_1}(\vartheta_i) - \sigma_{E_N}(\vartheta_i))^2}{\Delta\sigma^2_{E1}(\vartheta_i) + \Delta\sigma^2_{E_N}(\vartheta_i)}$$

für $^{14}N(n,\alpha_0)$.
Es bedeuten $\sigma_{E_1}(\vartheta_i)$ die Reaktionsquerschnitte unter dem Winkel ϑ_i zur Energie E_1, $\Delta\sigma_{E_1}(\vartheta)$ die dazugehörenden Fehler. $\sigma_{E_N}(\vartheta_i)$ und $\Delta\sigma_{E_N}(\vartheta_i)$ sind die entsprechenden Grössen bei den mit Pfeil bezeichneten Energien. P ist die Wahrscheinlichkeit für $\chi^2 > \chi^2(P)$ bei rein statistischen Unterschieden der Querschnitte unter gleichen Winkeln.

Abschätzung der Vergrösserung der Werte von χ^2 als Folge der Energieabhängigkeit direkter Prozesse wurde mit Hilfe der PWBA-Rechnungen durchgeführt. Diese liefern, bei 300 keV Energiedifferenz der Neutronen und den experimentellen Fehlern als Gewichten, von Parametern und Energie abhängige Werte, die aber durchwegs kleiner als $\chi^2 = 5$ sind. Wie Figur 9 zeigt, ist die Energieabhängigkeit der Messungen grösser, als es bei direkten Reaktionen erwartet wird.

Im Falle einer Reaktion via Zwischenkern lassen sich starke Änderungen in der Form der Winkelverteilungen als Funktion der Energie verstehen. Bei der Reaktion $^{14}N(n,\alpha_0)$ weist das Verschwinden der starken Asymmetrie in der Winkelverteilung bezüglich 90° oberhalb von 15,4 MeV auf den Compoundcharakter des Prozesses hin. Allerdings sollte das Verhältnis der totalen Querschnitte von $^{14}N(n,\alpha_0)^{11}B$ und $^{14}N(n,\alpha_1)^{11}B^*$ wegen der Kernspins von $J = 3/2$ für ^{11}B und $J = 1/2$ für $^{11}B^*$ gemäss der «$2I + 1$»-Regel $V = 2$ betragen, falls diese Reaktionen durch Bildung eines statistischen Zwischenkerns verlaufen. Aus Figur 8 ist ersichtlich, dass dieses Verhältnis zwischen $V = 0{,}9$ und $V = 1{,}2$ liegt. Nach MacDonald [22] soll für die An-

wendung der «$2I + 1$»-Regel der zwischen 90° und 180° integrierte Wirkungsquerschnitt genommen werden, um eventuelle Anteile von direkten Reaktionen unter den Winkeln 0° bis 90° auszuschliessen. Die entsprechende Rechnung ergibt in unserem Fall ein gemitteltes Verhältnis von $V = 1{,}6 \pm 0{,}3$. Obwohl diese Grösse den erwünschten Wert $V = 2$ nicht unbedingt ausschliesst, scheint sie uns ein Hinweis zu sein, dass diese Reaktionen nicht ausschliesslich via Compoundkern erfolgen.

Wie aus dem bisherig Gesagten hervorgeht, kann die Reaktion $^{14}N(n,\alpha_0)^{11}B$ im betrachteten Energiebereich weder als reine direkte noch als reine Compoundreaktion angesehen werden. Die Fluktuationen und die fehlende starke Asymmetrie der Winkelverteilungen weisen auf einen wesentlichen Compoundbeitrag hin. Diese Schlussfolgerung steht im Widerspruch zur Ansicht von Maxson et al. [2] und Leroux et al [4], welche die bei 14,8 MeV gemessenen Winkelverteilungen als reinen direkten Prozess interpretieren. In diesem Zusammenhang scheint uns die Kenntnis der Querschnitte als Funktion der Energie zur Abklärung der Reaktionsmechanismen notwendig zu sein.

Eine Analyse der $^{12}C(n,\alpha)^{9}Be$-Reaktion wurde nicht unternommen, da der Querschnitt nur bis $\vartheta = 127°$ gemessen wurde. Es soll aber auf das Grössenverhältnis, das zwischen 3 und 5 beträgt, der Reaktionsquerschnitte von $^{12}C(n,\alpha_0)^{9}Be$ und $^{14}N(n,\alpha)^{11}B$ hingewiesen werden. Unter Annahme direkter Reaktionen bei $^{12}C(n,\alpha)^{9}Be$ könnte dieses Verhältnis auf die α-Clusterstruktur von Kohlenstoff hinweisen.

Den Herren F. Abt, P. Brogle und H. Weyeneth danken wir für die Ausführung von elektronischen und mechanischen Werkstattarbeiten, ebenso dem Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung für die finanzielle Unterstützung der Arbeit.

LITERATURVERZEICHNIS

[1] A. B. Lillie, Phys. Rev. *87*, 716 (1952).
[2] D. R. Maxson und R. D. Murphy, Nucl. Phys. *A 110*, 609 (1968).
[3] R. Bachinger und M. Uhl, Nucl. Phys. *A 116*, 673 (1968).
[4] B. Leroux et al., Nucl. Phys. *A 116*, 196 (1968).
[5] R. A. Al-Kital und R. A. Peck, Phys. Rev. *130*, 1500 (1963).
[6] M. L. Chatterje und B. Sen, Nucl. Phys. *51*, 581 (1964).
[7] M. Brendle et al., Z. Naturforsch. *23a*, 1229 (1968).
[8] H. Kitazawa und N. Yamamuro, J. Phys. Soc. Japan *26*, 600 (1969).
[9] J. Loude, Thèse, Université de Lausanne (1969).
[10] I. Sick et al., Helv. phys. Acta *41*, 573 (1968).
[11] R. Nobles, Rev. Sci. Instr. *28*, 962 (1957).
[12] Nuclear Data Tables (1961), USAEC.
[13] N. Bohr, Kgl. Danske Vid. Selsk. Matfys. Medd. *18*, 8 (1948).
[14] Th. Stammbach et al., Helv. phys. Acta *39*, 208 (1966).
[15] B. Rossi und H. Staub, *Ionisation Chambers* (McGraw Hill, 1949).
[16] M. K. Banerjee, in: *Nuclear Spectroscopy*, Part 8 (Academic Press, New York 1960).
[17] K. L. Warsh et al., Nucl. Phys. *74*, 551 (1965).
[18] S. Edwards, Nucl. Phys. *47*, 652 (1963).
[19] B. A. Watson et al., Phys. Rev. *182*, 977 (1969).
[20] L. McFadden und G. R. Satchler, Nucl. Phys. *84*, 177 (1966).
[21] *Handbook of Mathematical Functions* (Dover Publications Inc., New York 1965).
[22] N. MacDonald, Nucl. Phys. *33*, 110 (1962).

Curriculum vitae

Am 4. August 1942 wurde ich, WILHELM SALATHE, Bürger von Seltisberg, als Sohn des Adolf Salathe, Maler, und der Bertha, geb. Spinnler, in Liestal geboren.

Nach fünf Jahren Primarschule in Seltisberg und vier Jahren Progymnasium in Liestal besuchte ich von 1959 an das Mathematisch-Naturwissenschaftliche Gymnasium in Basel, wo ich 1962 die Maturität bestand.

Im Sommersemester 1962 immatrikulierte ich mich an der Universität Basel und studierte Experimentalphysik im Hauptfach. Im Jahre 1964 bestand ich das Vordiplomexamen und erhielt 1967 das Diplom in Experimentalphysik. Anschliessend begann ich unter der Leitung von Prof. Dr. P. Huber und Prof. Dr. E. Baumgartner mit der Ausarbeitung der vorliegenden Dissertation.

Seit 1968 bin ich mit Annette, geb. Isler, verheiratet; wir haben seit 1969 einen Sohn Andreas.

Meine Ausbildung an der Universität Basel verdanke ich den Herren Professoren K. Alder, Dr. E. Baldinger, Dr. E. Baumgartner, Dr. M. Chrétien, Dr. P. Diehl, Dr. M. Eichler, Dr. H. Huber, Dr. P. Huber, Dr. W. Kuhn, Dr. E. Miescher, Dr. J. Saladin, Dr. P. Scherrer, Dr. H. R. Striebel, Dr. M. Thürkauf, Dr. R. Wagner und den Privatdozenten Frau Dr. I. Zschokke-Gränacher, Herrn Dr. R. Conzelmann, Herrn Dr. W. Czaja und Herrn Dr. H. Rudin.